

局部吸收条件下的等离子体烧蚀 激波及其特性*

宋向阳 余 玮 韩申生 张令清 邵雯雯 刘亚青 徐至展

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 主要研究了激光等离子体相互作用中局部吸收条件下的烧蚀激波及其特性。在激波理论基础上, 运用 Fabbro 的等离子体烧蚀模型, 并结合 Max 的描写临界密度面附近的密度轮廓修正的阶跃模型, 组成一个完成、自洽的体系, 导出了等离子体中各流体动力学参量之间的依赖关系。

关键词 烧蚀激波, 临界密度面

激光核聚变基本的物理思想之一就是利用球形内爆手段压缩热核燃料达到高温高密度, 充分发生核反应。但是单独依靠激光光压还不足以把氘氚燃料压缩到点火所要求的密度, 所以必须采用内爆技术来增加对靶丸的压力。大致过程是: 激光首先与靶表面的等离子体耦合, 将能量沉积在靶表面的冕区等离子体中, 电子热传导又将绝大部分沉积的能量输运到烧蚀面附近, 在此处产生烧蚀激波 (Ablative shock, 又称消融激波)。这是一个增压过程, 它把激光压力提高了二个量级以上。在烧蚀激波的作用下, 靶面的一部分物质向低密度区喷射, 并将其余的物质以冲击波的形式向心推进, 压缩氘氚燃料。可见烧蚀激波是激光压缩靶丸的压力源。所以烧蚀激波的研究在惯性约束核聚变研究具有十分重要的意义。近年来随着短脉冲强激光的迅猛发展, 研究超短 ($< 1 \text{ ps}$)、超强 ($> 10^{19} \text{ W/cm}^2$) 激光与等离子体相互作用条件下的流体动力学特性受到各国科学家的重视。特别是快点火概念的提出^[1], 更加激发起人们对强光条件下等离子体膨胀^[2,3]、等离子体钻孔^[4,5]以及上述各种效应紧密相关的激波的产生及传播^[6]等方面研究的兴趣。

在激光辐射平面靶的初始阶段, 靶面出现一个向深层传播的热波, 其传播速度远大于离子声速, 此时激光产生的等离子体可以认为是静止的。随着加热物质增多, 热波的传播速度变慢, 而离子声速则随时间递增, 当热波传播速度降至声速量级时, 等离子体中出现激波并迅速达到稳态^[7,8]。被激光加热的等离子体向真空方向膨胀, 其反向动量则推动激波向前。激光能量沉积的方式可分为两种类型: 在长脉冲 ($> 1 \text{ ns}$), 激光产生大尺度低温等离子体中, 大部分激光能量通过逆韧致吸收被沉积在临界密度面附近及其以下的冕区^[9,10]; 而脉冲较短 ($10 \sim 100 \text{ ps}$) 的激光产生的等离子体通常只有几个波长的量级, 此时激光的动量与能量主要沉积在临界面附近。激光光压或有质动力对那儿的等离子体的密度轮廓产生显著的影响: 临界密度面附近的

* 国家“863”高技术基金资助项目。

收稿日期: 1996年1月31日; 收到修改稿日期: 1996年3月27日

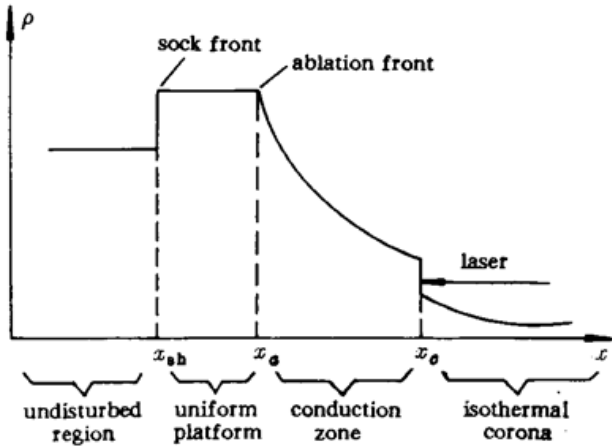


Fig. 1 Schematic representation of density profile for a typical laser-heated planar target

密度梯度会明显变陡,而在与其相邻区域形成梯度平缓的上、下坪台。本文主要研究局部吸收情况下的烧蚀激波并将计及临界密度面附近的密度轮廓修正。我们将 Fabbro 的等离子体烧蚀模型,Max 的密度阶跃模型以及激波理论组成一个完整、自治的体系,并在此基础上导出各特征参量的依赖关系。

如图 1 所示,在局部吸收的情况下,烧蚀激波包含有一个激波波前(用脚标 sh 代表)和一个烧蚀波前(用脚标 a 代表),这两个波前和临界面(用脚标 c 代表)一起将等离子体分成四个区域:未扰动区($x < x_{sh}$,用脚标 0 代表),那儿的等离子体

密度、温度及压强均匀且恒定,等离子体流动速度为 0;平台区($x_{sh} < x < x_a$,用脚标 1 代表),该处的等离子体密度均匀;以及稳态传导区($x_a < x < x_c$,用脚标 2 代表)和等温冕区($x > x_c$,用脚标 3 代表),由于质量、动量和能量守恒,描述上述过程的基本方程可写为^[11]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = - \frac{\partial}{\partial x} [\rho(s^2 + u^2)] - \frac{I}{c} \delta(x - x_c) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \rho(3s^2 + u^2) \right] = - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2} \rho u(5s^2 + u^2) + q \right] + I_a \delta(x - x_c) \quad (3)$$

式中 ρ , u 为等离子体密度及流动速度, $s = \sqrt{p/\rho}$ 为离子声速, p 为压强, q 为热通量, $I/c = (2 - a_s)I_L/c$, $I_s = a_s I_L$, I_L 和 a_s 分别为激光强度和吸收率。 δ 函数表明激光动量与能量在临界面(x_c)处的局部沉积。

我们首先采用 Max 等人提出的阶跃模型来研究临界面等离子体的行为。根据该模型,临界面两侧密度轮廓被简化为上、下坪台之间(用 c_2 和 c_3 表示)的密度台阶。由于有限的电子自由程会降低温度扰动,因而台阶两侧的温度仍是连续的^[12],台阶以下的冕区等离子体呈等温膨胀状态,在与临界面同步的坐标系内,可以用自相似解来描述

$$u = s_3 + \frac{x - x_s}{t}, \quad \rho = \rho_s \exp \frac{x_s - x}{s_3 t}, \quad I = I_L - \rho s_3^3 \quad (4)$$

在声速点(用 s 表示) $u = s_3$,以下我们将证明该点与下坪台重合。

在临界面以上我们将 Max 模型的上密度坪台区与 Fabbro 的稳态传导区相联,则根据(1)~(3),在与临界面同步的坐标系中^[11,12]

$$\rho_s u_s = \rho_{c_2} u_{c_2} = \rho_s s_3 \quad (5)$$

$$u_s + s_s^2/u_s = u_{c_2} + s_3^2/u_{c_2} = 2s_3 + I/\rho_s s_3 c \quad (6)$$

$$\frac{1}{2} \rho_s s_3 (5s_s^2 + u_s^2) = \frac{1}{2} \rho_s s_3 (5s_3^2 + u_{c_2}^2) + q_{c_2} = 4\rho_s s_3^3 - I_s \quad (7)$$

由(5)~(7),可以求出上坪台区

$$\frac{u_{c_2}}{s_3} = \frac{\rho_s}{\rho_{c_2}} = \frac{1}{2} [2 + P - \sqrt{P(P+4)}] \quad (8)$$

其中 $P = I/\rho_e s_3^2 c$ 。如文献[11]所述,仅仅用守恒定律并不能完全精确地描述阶跃条件,所以必须引入微观描述,为此考虑有质动力和热压力共同作用下的离子运动方程:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{s^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{16\pi\rho_e} \frac{\partial}{\partial x} E^2 \quad (9)$$

在稳态条件下,上式可改写为:

$$(u^2 - s_3^2) \frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{16\pi\rho_e} \frac{\partial}{\partial x} E^2$$

式中 E 为电场强度,它在下坪台区达到峰值,故 $u_c = s_3$;而在上坪台区光场趋于 0,由(1)和(9)式得到:

$$\left(\frac{u_c}{s_3}\right)^2 - \ln\left(\frac{u_c}{s_3}\right)^2 - 1 = P\left(\frac{\rho_e}{\rho_c}\right) \left/\left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_c}\right)^{1/2}\right. \quad (10)$$

其中电场的峰值对真空中光场的依赖关系由 WKB 法求得。由方程(8)和(10)可以确定阶跃条件。在烧蚀波前,流体动力学参量可由方程(5)~(7)求出:

$$\frac{u_e}{s_e} = \frac{\rho_e}{\rho_e} = \frac{1}{8} [5(2+P) - \sqrt{25(2+P)^2 - 2(4-Q)}] \quad (11)$$

$$\frac{s_e^2}{s_3^2} = (2+P)\left(\frac{u_e}{s_3}\right) - \left(\frac{u_e}{s_3}\right)^2 \quad (12)$$

其中 $Q = I_e/\rho_e s_3^2$ 。

激波两侧的量可以用 Rankine-Hugoniot 关系来描述^[8]:

$$\rho_e(u_e - f) = \rho_0(u_0 - f) \quad (13)$$

$$\rho_e s_e^2 + \rho_e(u_e - f)^2 = \rho_0 s_0^2 + \rho_0(u_0 - f)^2 \quad (14)$$

$$5s_e^2 + (u_e - f)^2 = 5s_0^2 + (u_0 - f)^2 \quad (15)$$

式中 u_e 和 u_0 分别表示在与临界面同步的坐标系中均匀的坪台区 ($x_{sh} < x < x_e$) 和未扰动区 ($x < x_{sh}$) 的流体运动速度, f 表示在该坐标系中激波波前的传播速度。而在实验室坐标系中(用带“'”的量描述)则需对上述方程作如下变换

$$u' = u + g', \quad f' = f + g' \quad (16)$$

其中 g' 为临界面的运动速度。考虑到在实验室坐标系中,未扰动区等离子体实际上是静止的,故 $g' = -u_0$ 。

这样我们便得到了一组描述各流体动力学参量间关系的完整的方程组。引入一个可以决定激波性质的参量

$$p_L/p_0 = 7 \times 10^{-16} I_L (\text{W/cm}^2) / \rho_0 (\text{g/cm}^3) T_0 (\text{eV}) \quad (17)$$

其中 $p_L = I_L/c$, $p_0 = \rho_0 s_0^2$ 分别代表激光光压和未扰动区等离子体热压。当 $a_e = 0.3$, $\rho_0/\rho_e = 25$, $T_0 = 100 \text{ eV}$ 时,临界面的上、下坪台及消融波前处的等离子体密度对 p_L/p_0 的依赖关系如图 2 所示。图 3 则画出了相同条件下在实验室坐标系中临界面、烧蚀波前与激波波前的等离子体流动速度,以及临界面与激波的传播速度。坪台区的流体动力学特性可以由 ρ_e , T_e 和 u_e 等描述,而整个传导区(包括临界面和烧蚀波前)均以速度 g' 运动。对于固体靶, $\rho_0 \gg \rho_e$, 激光能量沉积在向外膨胀的等离子体的末端,此时传导区范围比较大。与等离子体冕区相比,有理由如文献[11]那样假定在烧蚀波前等离子体密度趋于无穷大,温度和流动速度(在运动坐标系内)趋于零。尽管这一假定对激光驱动的等离子体烧蚀而言是合理的,但是它完全排斥了由等离子体烧蚀引起的激波。此外,文献[11]并未考虑临界面的密度台阶。

在与临界面同步的坐标系中,存在着一个由未扰动区到冕区向外流动的等离子体流。而在实验室坐标系中,我们可以观察到在坪台区等离子体追随激波波前向靶内未扰动区传播,该等离子体流在传导区改变方向转而向外穿过临界面及冕区向真空膨胀。

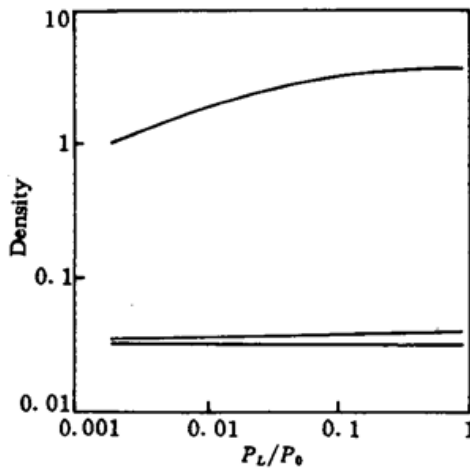


Fig. 2 The plasma density at the ablation front, the upper- and lower-density shelves of the critical surface

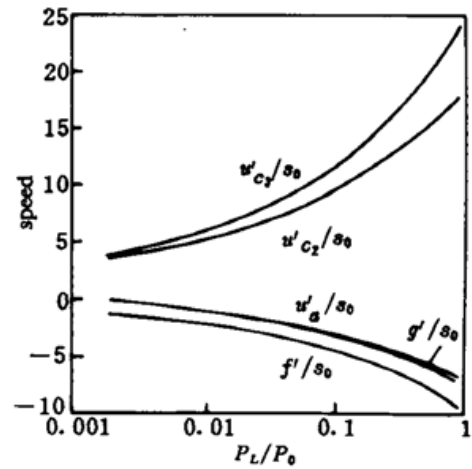


Fig. 3 The laboratory-frame flow speed at the ablation front, the upper- and lower- density shelves as well as the propagation speed of the shock and critical fronts

由图 2 和图 3 可以看出只有在 p_L/p_0 达到某一阈值时才产生烧蚀激波,这一阈值条件可将 $\rho_1 = \rho_0$ 代入上述方程解出。当低于阈值条件时,激波与密度均匀的坪台区不复存在,烧蚀波前直接向未扰动区传播,即使在这种情况下临界面附近仍然会出现密度台阶。关于在无激波产生的条件下激光光压或有质动力对等离子体膨胀的修正,已经有很多文章对此进行了讨论^[13,14]。在高于阈值条件时,激光动量沉积将传递至烧蚀波前和激波波前,其影响可由方程(11)和(12)中的 $P = I/\rho_0 s^2 c$ 来表达。

参 考 文 献

- 1 M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasmas*, 1994, 1 : 1626
- 2 X. Liu, D. Umstadter. Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69 : 1935
- 3 E. G. Gamaly. The interaction of ultrashort, powerful laser pulses with a solid target: Ion expansion and acceleration with time-dependent ambipolar field. *Phys. Fluids*, 1993, B5 : 944
- 4 S. C. Wilks. Simulations of ultraintense laser-plasma interactions. *Phys. Fluids*, 1993, B5 : 2603
- 5 M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, T. Schlegel *et al.*. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 73 : 260
- 6 S. C. Wilks, W. L. Kruer, W. B. Mori. Odd harmonic generation of ultra-intense laser pulses reflected from an overdense plasma. *IEEE Transaction on Plasma Science*, 1993, 21 : 120
- 7 R. Pakula, R. Sigel. Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction. *Phys. Fluids*, 1985, 28 : 232
- 8 Ya. B. Zel'dovich, P. Yu. Raizer. *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*. New York: Academic, 1966
- 9 F. Dahmani, T. Kerdia. Planar laser-driven ablation model for nonlocalized absorption. *Phys. Fluids*, 1991, B3 : 1232
- 10 J. DeGroot, S. Cameron, K. Mizuno *et al.*. Density and temperature profiles in strongly absorbing plasma with distributed absorption. *Phys. Fluids*, 1991, B3 : 1241

- 11 R. Fabbro, C. Max, E. Fabre. Planar laser-driven ablation; Effect of inhibited electron thermal conduction. *Phys. Fluids*, 1985, 28 : 1463
- 12 C. Max, C. F. McKee. Effects of flow on density profiles in laser-irradiated plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 39 : 1336
- 13 K. Lee *et al.*. *Phys. Fluids*, 1977, 20 : 51
- 14 Z. Z. Xu, W. Yu, W. Q. Zhang. Hydrodynamic modification of an expanding plasma by laser radiation. *Phys. Rev.*, 1985, A32 : 659

Plasma Ablative Shock Wave and Its Properties under the Condition of Local Absorption

Song Xiangyang Yu Wei Han Shensheng Zhang Lingqing
Shao Wenwen Liu Yaqin Xu Zhizhan

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

Abstract The shock wave generated by plasma under the condition of local absorption is studied in this paper. Applying the plasma ablation mode and critical density profile jump model, we develop a complete, self-consistent system. Fluid parameters characterizing the process are derived and expressed as functions of the ratio of the light and thermal pressure.

Key words ablative shock wave, critical density plate